

ХІМІЯ. ХІМІЧНА, БІОЛОГІЧНА ТА ХАРЧОВА ТЕХНОЛОГІЇ

CHEMISTRY. CHEMICAL, BIOLOGICAL AND FOOD TECHNOLOGIES

УДК 66-9: 66-011

С.Русанов; К. Луняка, докт.техн.наук; В.Михайлик, докт.техн.наук

Херсонський національний технічний університет

МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІКИ ВІБРОКИПЛЯЧИХ ШАРІВ

В роботі проведено дослідження з моделювання гідродинаміки віброкиплячих шарів сипких середовищ. Запропоновано математичну модель руху шару матеріалу з відривом від несучої поверхні. Проведено числові розрахунки полів швидкостей, тиску та порізності за запропонованою моделлю для одновимірної задачі.

S. Rusanov; K. Lunyaka; V. Mykhaylyk

MODELING OF HYDRODYNAMICS VIBRATORY BOILING LAYERS

In this work is researched modeling of hydrodynamics vibratory boiling layers of loose materials. The mathematical model of the motion layer is offered with take-off from carrying surfaces.

This model is used for the numerical calculation of the fields of the velocities, pressures and porosity for univariate problem.

Умовні позначення

A – амплітуда коливань, м;
 ω – частота коливань, с^{-1} ;
 ρ_i – густина i -ї компоненти, кг/м^3 , $i=s,g$;
 ε_i – об'ємна концентрація i -ї компоненти, $i=s,g$;
 ε_g – порізність;
 \mathbf{v}_i – вектор швидкості i -ї компоненти, м/с , $i=s,g$;
 p – тиск, Па;
 \mathbf{v}_g^ϕ – фіктивна швидкість, м/с ;
 \mathbf{K}_i – тензор напруг, $i=s,g$;
 \mathbf{R} – вектор взаємодії між частинками і газом, Н;
 \mathbf{g} – вектор прискорення вільного падіння, м/с^2 ;
 $K(\varepsilon)$, $k(\varepsilon)$ – проникність, м^2 ;

$\mathbf{v}_g^{\text{відн}}$ – відносна швидкість газу, м/с ;
 μ – в'язкість, Па·с;
 C_K – стала Козені;
 a – питома поверхня, $\text{м}^2/\text{м}^3$;
 β – хвилястість;
 $\bar{\rho}$ – характерний радіус пор, м;
 Φ – фактор форми;
 d – середній діаметр частинок, м;
 H – висота шару сипкого матеріалу, м;
 Re – критерій Рейнольдса;
 $s(t)$ – закон руху віброуючої поверхні;
 p_a – атмосферний тиск, Па.

Технологічні процеси, такі як: сушіння сипких матеріалів, відновлення металів, обпалення гранул та інші – відбуваються в результаті взаємодії твердих частинок з газами або поверхнями. Для цих процесів кращим шляхом інтенсифікації є створення умов активного перемішування, розпушення шару сипкого матеріалу і зниження опору на границі поділу фаз [1]. Одним з напрямків створення оптимальних умов подібних процесів є використання вібраційних впливів.

Розрізняють два стани шару сипкого матеріалу при підведенні до нього енергії вібрації [2]:

1) віброзріджений стан, коли зв'язки між частинками не порушуються; при цьому відбувається зміна фізико-механічних властивостей, а також поведінка шару в процесі деформування підкоряється закону кулонівського тертя;

2) віброкиплячий стан, при якому спостерігається відрив частинок одна від одної і від вібруючої поверхні. Мінімальне критичне прискорення вібрації горизонтальної поверхні, при якому відбувається відрив частинки:

$$A\omega^2 / g = \pm 1. \quad (1)$$

Однак насправді перехід шару зі стану віброзрідження у стан віброкипіння залежить від висоти шару, його щільності, сил взаємодії між частинками і т.ін. Для промислових вібраційних систем перехід шару з одного стану в інший спостерігається у деяких випадках лише при інтенсивності вібрації, яка перевищує 10g.

Достатньо точної математичної моделі, яка описує структуру і поведінку віброкиплячого шару у різних умовах, а також дозволяє розрахувати межі існування такого шару, внаслідок багатьох чинників, що впливають на процес, до цього часу не отримано [1-3]. Очевидно, така модель повинна надавати можливість брати до уваги максимально широкий діапазон чинників, що впливають на процес, але у той самий час адекватно враховувати характерні особливості віброкипіння, що може суттєво знизити її складність. Мета даної роботи – отримання такої моделі.

В багатьох роботах [1,3-5] для опису руху газу крізь віброкиплячий шар приймалася модель фільтрації газу в пористому середовищі. Така модель відрізняється простотою, однак має низку недоліків, пов'язаних з нехтуванням впливу на віброкиплячий шар таких важливих чинників, як змінна за висотою порізність шару і взаємодія частинок між собою і зі стінками апарата, тому такий підхід можна вважати достатньо грубим наближенням. Однак у деяких випадках така модель все ж дає прийнятні результати.

У загальному випадку віброкиплячий шар можна представити як двофазну систему (газ – тверді частинки). Як відомо, математичне описання двофазних середовищ базується на системі диференціальних рівнянь нерозривності, руху та енергії для кожної фази. [3, 6-9]. Нехтуючи змінами температури, рівняння енергії відкидають і систему записують у вигляді [6-8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g \varepsilon_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g \mathbf{v}_g) &= 0; \\ \frac{\partial \rho_s \varepsilon_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s) &= 0; \\ \frac{\partial \rho_g \varepsilon_g \mathbf{v}_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g \mathbf{v}_g \mathbf{v}_g) &= -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{K}_g - \rho_g \varepsilon_g \mathbf{g} + \mathbf{R}; \\ \frac{\partial \rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) &= -\varepsilon_s \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{K}_s - \rho_s \varepsilon_s \mathbf{g} - \mathbf{R}; \\ \varepsilon_s + \varepsilon_g &= 1. \end{aligned} \quad (2)$$

Така система добре описує гідродинаміку віброкиплячого шару, і при залученні додаткових емпіричних або напівемпіричних залежностей для \mathbf{K}_i і \mathbf{R} дозволить чисельно розрахувати поля ε_i , \mathbf{v}_i і p . Однак ця система відрізняється достатньо високою складністю і з урахуванням характерних особливостей віброкипіння може бути спрощена.

У даній роботі припускається, що за своїми властивостями віброкиплячий шар є проміжним ступенем між нерухомим фільтруючим середовищем і псевдозрідженим шаром. У цьому випадку можливо спростити систему (2), замінивши рівняння руху газової фази рівнянням фільтрування для широкого діапазону значень порізності і критерію Рейнольдса. Для цього необхідно глибше проаналізувати процес фільтрування щодо стану віброкипіння.

Намагання отримати макроскопічне рівняння руху газу в нерухомому пористому середовищі шляхом осереднення рівняння нерозривності й лінеаризованого рівняння

Нав'є-Стокса за елементарним фізичним об'ємом середовища робилися у ряді робіт, наприклад, [10,11]. В результаті автори отримали відомий закон Дарсі, який встановлює лінійний зв'язок між середньою (для малих об'ємів вона еквівалентна фіктивній [11-13]) швидкості руху газу \mathbf{v}_g^ϕ і градієнтом середнього тиску:

$$\mathbf{v}_g^\phi = -\frac{K(\varepsilon)}{\mu} \nabla p. \quad (3)$$

Проникність $K(\varepsilon)$ має розмірність площі; вона не залежить від властивостей рідини і є чисто геометричною характеристикою пористого середовища [14].

Існує багато формул, які виражають $K(\varepsilon)$ через параметри пористої структури – як чисто емпіричних, так і отриманих на основі моделювання пористої структури. Найбільше розповсюдження отримало рівняння Козені-Кармана [14], яке виведене за аналогією між пористим середовищем і системою капілярів:

$$K(\varepsilon) = C_k \varepsilon_g^2 / \beta a^2. \quad (4)$$

В рамках моделі хвилястих капілярів різного радіуса рівняння для проникності записується у вигляді:

$$K(\varepsilon) = \varepsilon_g \bar{\rho}^2 / 8\beta. \quad (5)$$

Якщо у цих або аналогічних рівняннях замінити величини a і $\bar{\rho}$ на їхні середні значення для шару сипкого середовища $\bar{\rho} = 2\varepsilon_g / a$ і $a = 6\varepsilon_s / \Phi d$ [11,12], то проникність для ламінарної фільтрації у загальному вигляді запишеться як:

$$K(\varepsilon) = C \varepsilon_g \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right)^2. \quad (6)$$

Існує [14] досить загальна залежність $\beta = \beta(\varepsilon_g)$. Тому, підставляючи у формули (4) і (5) граничні значення параметрів, що у них входять, можна оцінити значення C у широкому спектрі порізності для нерухомих сипких середовищ:

$$C \cong \left(\frac{1}{72} \dots \frac{1}{216} \right) \Phi^2 d^2 \quad (7)$$

і відповідно:

$$K(\varepsilon) \cong \left(\frac{1}{72} \dots \frac{1}{216} \right) \varepsilon_g \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right)^2 \Phi^2 d^2. \quad (8)$$

Таким чином, в рамках нерухомого фільтруючого середовища ми приходимо до цілком певної нелінійної залежності проникності від порізності.

Для розрахунку падіння тиску в псевдозрідженому шарі широке розповсюдження отримало рівняння Ергана [12,13,15,16]:

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{\mu}{\Phi^2 d^2} \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_g} \right)^2 \left(\frac{\mathbf{v}_g^\phi}{\varepsilon_g} \right) + 1,75 \frac{\rho_g \mathbf{v}_g^{\phi 2}}{\Phi d} \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_g} \right) \left(\frac{\mathbf{v}_g^\phi}{\varepsilon_g} \right)^2. \quad (9)$$

В роботі [13] для розрахунку сил взаємодії між частинками і газом у фонтануючих шарах рівняння Ергана розповсюджується на шари безкінечно малих висот, тобто приймається $\frac{\Delta p}{H} \rightarrow -\frac{\partial p}{\partial x}$; у цьому випадку для невисоких фіктивних швидкостей газу також спостерігається лінійна залежність між швидкістю течії газу і градієнтом тиску. При цьому проникність буде дорівнювати:

$$K(\varepsilon) = \frac{1}{150} \varepsilon_g \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right)^2 \Phi^2 d^2, \quad (10)$$

що добре узгоджується з (8). Закон фільтрації зручніше записати для дійсної швидкості газу [11-13] $\mathbf{v}_g = \frac{\mathbf{v}_g^\phi}{\varepsilon_g}$, тоді

$$\mathbf{v}_g = -\frac{k(\varepsilon)}{\mu} \nabla p, \quad (11)$$

де проникність $k(\varepsilon)=K(\varepsilon)/\varepsilon_g$ буде мати вигляд:

$$k(\varepsilon) = C \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right)^2 \Phi^2 d^2. \quad (12)$$

Для шарів, що рухаються, \mathbf{v}_g треба замінити на відносну швидкість [10,11,13], $\mathbf{v}_g^{\text{відн}} = \mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s$. Формула (12) придатна при $Re=d\varepsilon_g\rho_g|\mathbf{v}_g^{\text{відн}}|/\mu < 1$ і $\varepsilon_g < 0,8$. У випадку, якщо $Re > 1$, можна скористатися векторною модифікацією формули Ергана, наведеною в [13]:

$$-\nabla p = 150 \frac{\mu}{\Phi^2 d^2} \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_g} \right)^2 \mathbf{v}_g^{\text{відн}} + 1,75 \frac{\rho_g}{\Phi d} \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_g} \right) \cdot |\mathbf{v}_g^{\text{відн}}| \cdot \mathbf{v}_g^{\text{відн}}. \quad (13)$$

Позначимо:

$$k_1(\varepsilon) = \frac{1}{150} \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right)^2 \Phi^2 d^2, \quad k_2(\varepsilon) = \frac{1}{1,75} \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right) \frac{\mu \Phi d}{\rho_g}, \quad k(\varepsilon, |\mathbf{v}_g^{\text{відн}}|) = \frac{k_1(\varepsilon)}{1 + |\mathbf{v}_g^{\text{відн}}| \frac{k_1(\varepsilon)}{k_2(\varepsilon)}}. \quad (14)$$

Тоді рівняння фільтрування запишеться у вигляді:

$$\mathbf{v}_g^{\text{відн}} = -\frac{k(\varepsilon, |\mathbf{v}_g^{\text{відн}}|)}{\mu} \nabla p, \quad (15)$$

що еквівалентно такій нелінійній системі рівнянь:

$$\begin{aligned} v_{gx}^{\text{відн}} &= -\frac{k_1(\varepsilon)/\mu}{1 + \sqrt{v_{gx}^{\text{відн}^2} + v_{gy}^{\text{відн}^2} + v_{gz}^{\text{відн}^2}} \frac{k_1(\varepsilon)}{k_2(\varepsilon)}} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ v_{gy}^{\text{відн}} &= -\frac{k_1(\varepsilon)/\mu}{1 + \sqrt{v_{gx}^{\text{відн}^2} + v_{gy}^{\text{відн}^2} + v_{gz}^{\text{відн}^2}} \frac{k_1(\varepsilon)}{k_2(\varepsilon)}} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}; \\ v_{gz}^{\text{відн}} &= -\frac{k_1(\varepsilon)/\mu}{1 + \sqrt{v_{gx}^{\text{відн}^2} + v_{gy}^{\text{відн}^2} + v_{gz}^{\text{відн}^2}} \frac{k_1(\varepsilon)}{k_2(\varepsilon)}} \cdot \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (16)$$

Вказана система придатна при $\varepsilon_g < 0,8$ і може бути обчислена будь-якими ітераційними методами. Для порізности $\varepsilon_g > 0,8$ у [14] пропонується формула для градієнта тисків, з якої проникність запишеться:

$$k(\varepsilon, |\mathbf{v}_g^{eioh}|) = \frac{4\Phi d \varepsilon_g^{1,65} \mu}{3C_d \rho_g |\mathbf{v}_g^{eioh}|} \left(\frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} \right), \quad (17)$$

$$\text{де } C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) & , Re < 1000 \\ 0,44 & , Re > 1000. \end{cases}$$

Для поодинокі кулеподібної частинки, яка рухається повільно, $\varepsilon_g=1$, $\varepsilon_s=0$, і $C_d = 24/Re$, що виражає відомий закон Стокса [12]; для великих значень Re формула (17) відповідає закону Ньютона.

Таким чином, уявлення про віброкиплячий шар як про проміжний ступінь між нерухомим фільтруючим середовищем і псевдозрідженим шаром дозволяє систему диференціальних рівнянь нерозривності і руху (2) привести до вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_g \varepsilon_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon_g \mathbf{v}_g) &= 0; \\ \frac{\partial \rho_s \varepsilon_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s) &= 0; \\ \mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s &= - \frac{k(\varepsilon, |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|)}{\mu} \nabla p; \\ \frac{\partial \rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{v}_s \mathbf{v}_s) &= -\varepsilon_s \nabla p + \nabla \cdot \mathbf{K}_s - \rho_s \varepsilon_s \mathbf{g} - \mathbf{R}; \\ \varepsilon_s + \varepsilon_g &= 1; \\ \rho_g &= f(p). \end{aligned} \quad (18)$$

де останнє рівняння є рівнянням стану газу. За звичайних умов можна скористатися рівнянням стану ідеального газу:

$$p = \rho_g RT. \quad (19)$$

Проникність $k(\varepsilon, |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|)$ визначається у залежності від ε_g і Re за формулами (12), (15) або (17). Для полегшення запису граничних умов зовнішню вібраційну дію можна врахувати відповідною заміною координат, наприклад, при вертикальних коливаннях віброуючої поверхні за законом $s=s(t)$ необхідно ввести нову координату:

$$x' = x + s(t). \quad (20)$$

Граничними умовами можна вважати умову прилипання газу до стінок апарата, а у зв'язку з тим, що частинки матеріалу можуть рухатися відносно стінок, необхідно задати умову проковзування твердих частинок біля стінок [17,18]. На поверхні шару задається атмосферний тиск.

Для розв'язання отриманої системи в одновимірному випадку без урахування дії стінок апарата використано метод скінченних різностей. Запис скінченно-різних рівнянь здійснюється за допомогою явної і неявної схем. Нелінійні системи розв'язували стандартним методом Ньютона [19]. Подібна схема забезпечує хорошу стійкість різнисного рішення.

Як приклад нижче наводяться (рис. 1-6) результати моделювання поведінки шару сипкого матеріалу насипною густиною $\rho_s=1600 \text{ кг/м}^3$, середнім діаметром частинок $d=0,3 \text{ мм}$, початковою висотою $h_o = 0,24 \text{ м}$ і середньою порізністю в статичному стані $\varepsilon_{go}=0,4$, який рухається з початковою швидкістю $v_{so} = 0,3 \text{ м/с}$ відносно нерухомої

несучої поверхні $x=0$. Фактор форми $\Phi=0,55$. Розрахунковими величинами є $\varepsilon_g = \varepsilon_g(x, t)$, $\varepsilon_s = \varepsilon_s(x, t)$, $v_g = v_g(x, t)$, $v_s = v_s(x, t)$, $\bar{p} = (p - p_a) / p_a = \bar{p}(x, t)$.

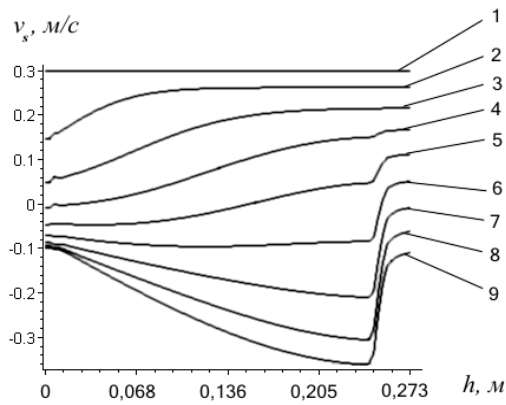


Рис. 1

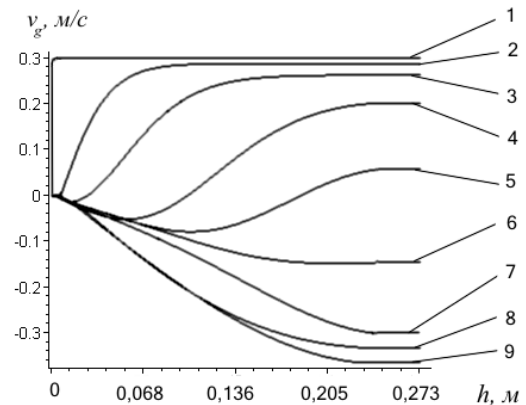


Рис. 2

Рисунок 1 - Швидкість твердих частинок по висоті шару: 1- $t = 0$ с; 2- $t = 0,5 \cdot 10^{-2}$ с; 3- $t = 1 \cdot 10^{-2}$ с; 4- $t = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с; 5- $t = 1,9 \cdot 10^{-2}$ с; 6- $t = 2,3 \cdot 10^{-2}$ с; 7- $t = 2,8 \cdot 10^{-2}$ с; 8- $t = 3,2 \cdot 10^{-2}$ с; 9- $t = 3,7 \cdot 10^{-2}$ с.

Рисунок 2 - Швидкість газу по висоті шару: 1- $t = 0$ с; 2- $t = 0,5 \cdot 10^{-2}$ с; 3- $t = 1 \cdot 10^{-2}$ с; 4- $t = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с; 5- $t = 1,9 \cdot 10^{-2}$ с; 6- $t = 2,3 \cdot 10^{-2}$ с; 7- $t = 2,8 \cdot 10^{-2}$ с; 8- $t = 3,2 \cdot 10^{-2}$ с; 9- $t = 3,7 \cdot 10^{-2}$ с.

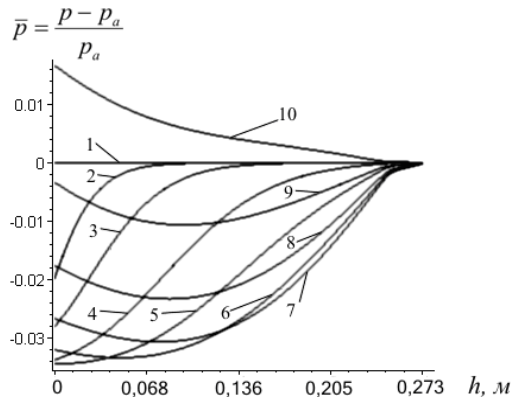


Рис. 3

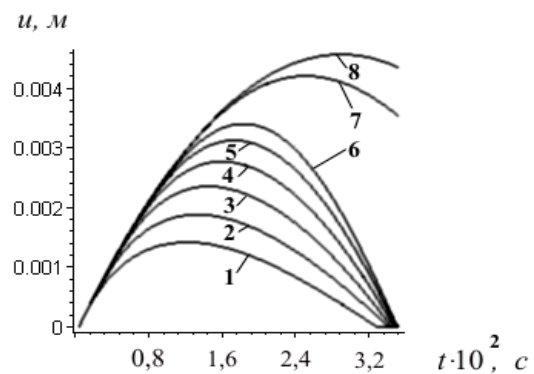


Рис. 4

Рисунок 3 - Розподіл тиску по висоті шару: 1- $t = 0$ с; 2- $t = 0,2 \cdot 10^{-2}$ с; 3- $t = 0,5 \cdot 10^{-2}$ с; 4- $t = 1 \cdot 10^{-2}$ с; 5- $t = 1,4 \cdot 10^{-2}$ с; 6- $t = 1,9 \cdot 10^{-2}$ с; 7- $t = 2,3 \cdot 10^{-2}$ с; 8- $t = 2,8 \cdot 10^{-2}$ с; 9- $t = 3,2 \cdot 10^{-2}$ с; 10- $t = 3,7 \cdot 10^{-2}$ с.

Рисунок 4 - Траєкторії руху частинок по висоті шару, відраховані від вихідного положення: 1- 0 м; 2- 0,038 м; 3- 0,075 м; 4- 0,113 м; 5- 0,150 м; 6- 0,188 м; 7- 0,225 м; 8- 0,263 м.

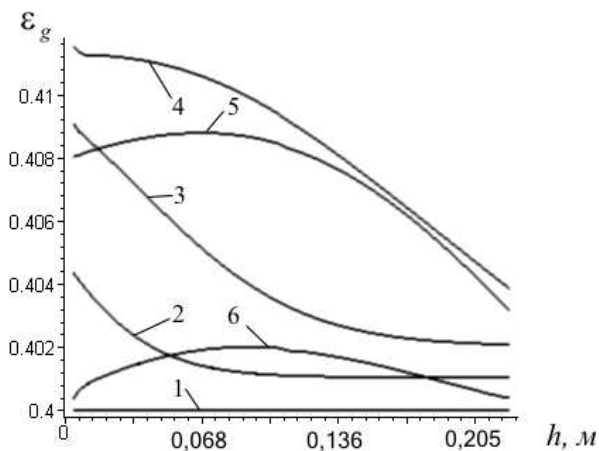


Рис. 5

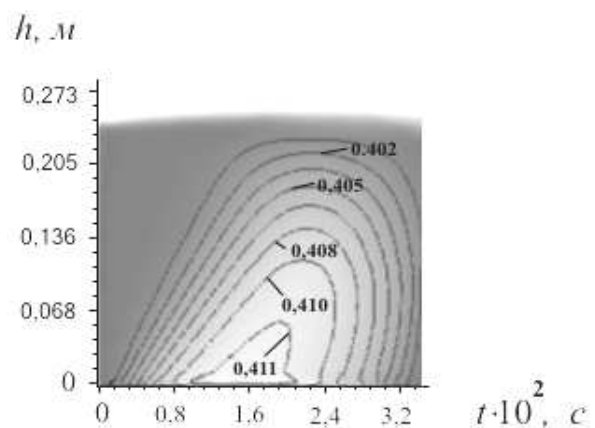


Рис. 6

Рисунок 5 - Розподіл порізності по висоті шару: 1- $t = 0$ с; 2- $t = 0,5 \cdot 10^{-2}$ с; 3- $t = 1 \cdot 10^{-2}$ с; 4- $t = 1,9 \cdot 10^{-2}$ с; 5- $t = 2,8 \cdot 10^{-2}$ с; 6- $t = 3,6 \cdot 10^{-2}$ с.

Рисунок 6 - Розподіл порізності по висоті шару у часі.

Як видно з результатів моделювання, у початковий момент процесу підкидання матеріалу рух нижніх моношарів частинок різко сповільнюється (рис. 1), у той час як середні та верхні шари рухаються рівномірно. Газ, що знаходиться в порах матеріалу, в початковий момент ($t=0$) намагається рухатися разом з шаром, тобто $\mathbf{v}_g^{відн} |_{t=0} = \mathbf{v}_g |_{t=0} - \mathbf{v}_s |_{t=0} = 0$, однак у наступні моменти його швидкість біля несучої поверхні $x=0$ (де швидкість газу нульова у відповідності з граничною умовою) різко падає (рис. 2), у той самий час відносна швидкість $\mathbf{v}_g^{відн}$ за модулем зростає – газ починає фільтруватися крізь нижні ділянки шару, сповільнюючи їх. У верхніх ділянках шару газ продовжує рухатися разом з твердими частинками, тобто $\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_s$. Під шаром виникає різкий перепад тиску (рис.3), який і є рушійною силою процесу фільтрування газу крізь віброкиплячий шар. Одночасно з цим нерівномірність сповільнення частинок по висоті позначається на порізності шару – у початкові моменти часу в нижніх ділянках шару вона зростає (рис. 5, рис. 6).

Описаний процес у подальшому захоплює (з цілком певною швидкістю) наступні ділянки, сягаючи верху шару, однак частинки, які знаходяться внизу шару, як це видно з рис. 1 і рис. 4, починають своє зниження раніше верхніх. В результаті процес розповсюдження збурювань по шару стає аналогічним процесу розповсюдження нелінійної хвилі деформації у деякому псевдонерухомому суцільному середовищі з особливою реологією (рис. 5, рис. 6). Як наслідок, висота підйому частинок (деформація) не однакова за координатою шару (рис. 4). Верх шару має максимальне переміщення $u_g \approx 3,5$ мм, нижні ж частинки мають переміщення тільки $u_n \approx 1$ мм. Подібний розкид залежить від проникності шару, його насипної густини, зовнішнього тиску, внутрішніх чинників. Для деяких шарів може виникнути ситуація, коли $u_n \rightarrow 0$, і помітний відрив виникає у деякій точці $x>0$, що описано на початку статті. В цілому результат чисельного моделювання задовільно співвідноситься з відомими експериментальними дослідженнями [1,3,4].

Зазначимо, що одновимірна модель дозволяє брати до уваги високі швидкості фільтрації і вплив фільтруючого середовища на структуру шару, однак вона не враховує взаємодію частинок між собою і зі стінками апарата. Для врахування цих чинників необхідно розв'язувати просторову задачу із залученням додаткових залежностей для запису тензора напруг, який описує ці взаємодії. Один з видів запису компонентів такого тензора вказаний у [6].

Висновки

Віброкиплячий шар за своїми властивостями може вважатися проміжним ступенем між нерухомим фільтруючим середовищем і псевдозрідженим шаром. При цьому система рівнянь нерозривності та руху значно спрощується. Показано, що у випадку низьких Re можна використовувати модифікацію закону Дарсі. Для усіх Re та $\varepsilon_g < 0,8$ проникність може бути визначена із векторної модифікації закону Ергана. Для порізностей, близьких до одиниці, проникність визначається за законом, апроксимуючим криву опору рідини тілу, що рухається в ній.

Вказані моделі підтверджуються числовими розрахунками. Результат числового моделювання задовільно співвідноситься з відомими експериментальними дослідженнями.

Література

1. Членов В.А., Михайлов Н.В. Виброкипящий слой. - М.: Наука, 1972. – 343 с.
2. Каталимов А.В., Любартович В.А. Дозирование сыпучих и вязких материалов. - Л.: Химия, 1990. – 240 с.
3. Вибрации в технике. Справочник: В 6 т.- М.: Машиностроение, 1981. - Т.4. – 509 с.

4. Kroll W. Fließerscheinungen auf Haufwerken in schwingenden Gefassen // Chemic Ingenieur Technik. – 1955. - №1. – P. 142-148.
5. Блехман И.И. Джанелидзе Г.Ю. Вибрационное перемещение. – М.: Наука, 1964. – 410 с.
6. Gidaspow, D. Multiphase flow and fluidization: Continuum and kinetic theory descriptions. - Boston: Academic Press Inc., – 1994. – 211 p.
7. Huilin, L., S. Yongli, L. Yang, H. Yurong and J. Bouillard, Numerical simulations of hydrodynamic behavior in spouted beds // Trans. Inst. Chem. Eng.. - 2001 - 79, P..593-599.
8. Гидротранспорт. Вопросы гидравлики. / Н.А.Силин, Ю.К.Витошкин, В.М.Карасик, В.Ф.Очеретько. – К.: Наукова Думка, 1971. – 227 с.
9. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. – М.: Энергия, 1968. – 424 с.
10. Whiteker S. – Ind. Eng. Chem., 1969, v. 34, P. 248-252.
11. Kozicki W., Hsu C.J., Tiu C. Non-newtonian flow through packed beds and porous media. // Chem. Engng. Sci., - 1967. - 22, №4, P.487-502.
12. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. - М.: Химия, 1973.–752с.
13. Wen, C. Y. and Y. H. Yu. Mechanics of fluidization // Chem. Eng. Prog. Symp. - 1966. - Series, 62, P.100-106.
14. Хейфец Л.И., Неймарк А.В. Многофазные процессы в пористых средах. - М.: Химия, 1982.–320с.
15. Кунии Д., Левеншпиль О. Промышленное псевдооживление. Перевод с английского. – М.: Химия, 1976. – 448 с.
16. Лукьянов П.И. Аппараты с движущимся зернистым слоем. – М.: Машиностроение, 1973. – 182 с.
17. Литвинов В.Г. Движение нелинейно-вязкой жидкости. – М.: Наука, 1982. – 376 с.
18. Раскин Х.И. Применение методов физической кинетики к задачам вибрационного воздействия на сыпучие среды//ДАН СССР 1975. - т.220, №1, - с.54-57.
19. Математика и САПР: В 2-х кн. Кн.2. Пер. с франц.// Жермен-Лакур П., Жорж П.Л., Пистр Ф., Безье П. - М.: Мир, 1989. –264 с.

Одержано 12.05.2006 р.